第9卷 第1期
1995年3月

高 压 物 理 学 报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

Vol. 9, No. 1
Mar., 1995

冲击温度测量中辐射度的数值模拟*

林华令 于万瑞

(二炮第一研究所，北京 100085)

摘要 考虑窗口不透明性、界面发射率和热传导等因素对冲击温度测量中辐射度的影响，认为在冲击压缩下窗口不透明性的增大是导致辐射度随时间变化的重要因素。用流体动力学方程、辐射输运方程并计及热传导数值模拟了辐射度，得到了与实验一致的结果。

关键词 冲击温度测量 辐射输运方程 数值模拟 热传导

中图法分类号 O347.5

1 引 言

冲击温度测量是研究完全物态方程、结构相变、熔化等的重要方法[1]。自测量冲击压缩下的热辐射谱确定冲击温度的三十多年来，实验测温技术和测温模型的应用已有长足的进展，所研究的材料越来越多，冲击温度测量技术的应用也随着扩大。

辐射谱通常用光谱辐射度 N_λ(下标 λ 指与波长有关。为简便，本文正文内采用无下标 λ 标记的 I 表示辐射度)表示，冲击压缩下的热辐射可作为灰体辐射处理

$$N_\lambda = \varepsilon c_1 \lambda^{-5}[\exp(c_2/\lambda T) - 1]^{-1} \tag{1}$$

其中 $c_1 = 1.191\times10^{-16}\mathrm{Wm^2/sr}$，$c_2 = 0.1439\mu\mathrm{K}$，$\varepsilon$ 为发射率，λ 为波长，T 为温度。对一些波长 λ 的辐射度 N_λ 进行测量，可以按(1)式拟合出温度 T 和发射率 ε。

一些实验表明[2,3]，冲击波在窗口内传播过程中，辐射度随时间要逐渐变化。Boslough[4]认为瞬态光学高温计测得的辐射光是经过窗口吸收和辐射后的光，窗口在冲击高压下会变成不完全透明而导致辐射度与时间相关。另一些理论模型考虑热传导，提出界面热驰豫现象[3,5]，认为热传导的驰豫性引起了辐射源(界面)温度 T 随时间变化，从而使得 N_λ 随时间变化。这两类理论均能得到辐射度随时间变化的结论，也分别给出了理论中的物性参数(吸收系数、热驰豫参数)。

本文通过数值模拟方法，计算了冲击温度测量系统在考虑辐射输运和冲击压缩后热传导等因素下的辐射度，解释了实验结果，为数值模拟冲击温度测量和进一步开展理论分析提出了一种新的途径。

2 实验模型

冲击波对材料的冲击压缩可以用二级轻气炮加载的弹丸对包含样品组成的靶高速碰撞实现，冲击温度测量通常采用如图1(a)所示的装置图[6]，此为一测量Fe冲击温度的实

---

* 本文曾在第七届全国高压学术讨论会上报告过。
1994年3月23日收到原稿，同年7月25日收到修改稿。

验模型[3]。常态下透明的 Al_2O_3 作为透光窗口，Fe 薄膜沉积在 Al_2O_3 晶体表面。测定 Fe 膜与窗口接触界面的辐射温度以确定 Fe 的冲击温度。

Boslough[4]分析了界面和窗口在冲击波作用后的高温辐射以及窗口对光的吸收性，给出了辐射度为

$$I(t) = \exp[-a_u(d - Dt)]\{f(T_s)[1 - \exp(-a_s(D - u)t)] + \\ + \varepsilon_I f(T_I)\exp[-a_s(D - u)t]\} \tag{2}$$

其中 $r=(1-R_s)(1-R_f)\approx 0.8$，$R_s$ 和 R_f 分别为窗口内冲击波阵面和窗口自由面的反射率，a_u 和 a_s 分别为窗口初始和冲击压缩下的线吸收系数，D 和 u 分别为窗口内冲击波速度和波后粒子速度，d 为窗口厚度，ε_I 为界面发射率，T_I 和 T_s 分别为界面温度和窗口内冲击波后温度，$f(T)$ 为黑体的光谱辐射度

$$f(T) = c_1\lambda^{-5}[\exp(c_2/\lambda T) - 1]^{-1} \tag{3}$$

Boslough 利用(3)式解释了不少实验结果，也用以确 定 透明材料在冲击高压下的线吸收系数[4]。其分析表明，窗口不透明性影响着辐射度的时间相关性。

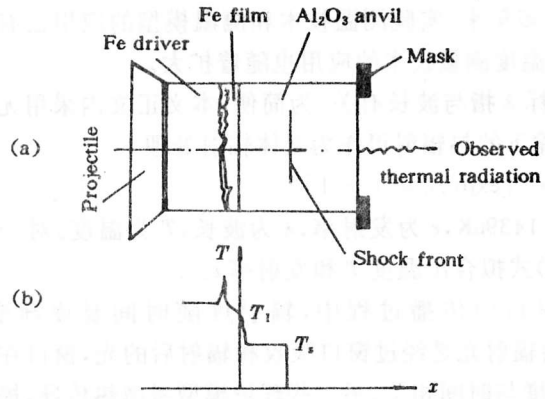

图1 实验模型

(a) 装置图，(b) 温度分布

Fig. 1 Experimental model

(a) Setup configuration,

(b) Temperature distribution

3 影响因素分析

影响光谱辐射度的因素很多，但从热辐射输运观点，影响因素包括介质的温度和不透明性。测量冲击温度中，冲击波对介质的作用产生了高温区，冲击压缩后的热传导使得界面附近的温度随时间改变，辐射温度与时间相关，导致了与温度相关的不透明性改变。分析辐射源、不透明性、热传导等因素对辐射度的影响程度是至关重要的。

3.1 辐射源

辐射源包括界面(温度 T_I、发射率 ε_I)和窗口内冲击压缩后的高温区(温度 T_s、吸收系数 a_s)。窗口与金属接触的一侧通常作镀样品膜处理，以防止接触面留有气隙产生高温(见图 1(b)[6])影响冲击温度的测定。

3.2 窗口不透明性

物质辐射不透明性描述辐射通过物质时的削弱特性，与物质性质、组分、温度和密度有关。窗口通常选用初始状态下透明性较好的蓝宝石 Al_2O_3、石英 SiO_2、碱卤化合物晶体等，这些材料在一定冲击压力下透明性仍会保持得很好，作为窗口测到的辐射谱随时间能

保持不变，具有理想的实验结果。但到一定的冲击压力后，窗口透明性要下降[7]，甚至出现明显的变弱[8]。辐射度随时间衰减的现象[3,4]更促使了应该分析窗口不透明性。由于缺乏不透明性较全面的数据，本文用数值试验方法研究不透明性对辐射度的影响。

3.2.1　初始不透明性

完全透明是指材料对光没有吸收，透射系数为 100%，实际材料是不易达到的。常态下吸收系数随材料而异，与波长有关，其值为非零[9]。

曾对厚度 $d=5$mm 的 NaCl 单晶，在瞬态光学高温计工作的波长范围 0.405～0.825μm[10]内，测得透射系数 $\eta=70\%\sim90\%$，由下式

$$\eta=\exp(-a_u d) \tag{4}$$

计算吸收系数 $a_u=0.71\sim0.21\text{cm}^{-1}$。

章[7]对 Al_2O_3 在 500℃时的体吸收系数作了计算，对 $\lambda=700$nm 的光，$a_u=0.58\text{cm}^{-1}$；对 $\lambda=900$nm 的光，$a_u=0.45\text{cm}^{-1}$。

3.2.2　冲击高压下不透明性

初始透明性比较好的材料，在冲击压力至一定值后不透明性会明显增大已有不少实验报道[4,8]，在低冲击压力范围吸收系数变化很小，但到一定的冲击压力后吸收系数变化很大，图 2 是一个例子[4]。

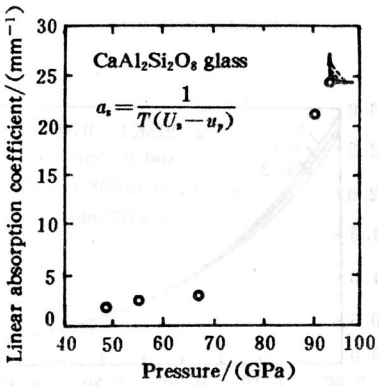

图 2　钙长石玻璃线吸收系数与冲击压力关系

Fig. 2　Linear absorption coefficient as a function of shock pressure determined for anorthite glass by Boslough et al[4]

Boslough[4]报道了 NaCl 在冲击高压下一些吸收系数值：当 $p_H=70.5$GPa，$\lambda=478$nm 时，$a_s=12\text{cm}^{-1}$；当 $p_H=75.0$GPa，$\lambda=650$nm 时，$a_s=13\text{cm}^{-1}$；当 $p_H=79.0$GPa，$\lambda=625$nm 时，$a_s=10\text{cm}^{-1}$。

Urtiew[8]对 Al_2O_3 的实验表明，冲击压力在 100～130GPa 时，透过 900nm 的光明显变弱，这样的冲击压力时冲击温度约 1000K。

3.2.3　Al_2O_3 不透明性研究

Al_2O_3 不透明性数据很有限，本文模拟冲击温度实验仅计及不透明性与温度相关，并且认为低温范围（<1000K）不透明性变化较小，高温时变化很大。对 635nm 的光，500℃时吸收系数为 0.6cm^{-1}[7]，常态吸收系数取 $0\sim0.2\text{cm}^{-1}$，1500K 时取 $5\sim20\text{cm}^{-1}$。

按温度对数和吸收系数对数作样条插值，如图 3 所示，作为吸收系数随温度变化结果。从插值结果可见，温度 1000K 以内吸收系数变化很小，1000K 以上吸收系数变化很大，符合吸收系数按温度变化要求。

对 Gu[3]实验模型 Fe（飞层）+Fe（样品）+Al_2O_3（窗口），飞层速度 $w=6.095$km/s，窗口厚度 $d=5$mm，由 Fe 和 Al_2O_3 冲击压缩系数[11]和阻抗匹配计算方法[1]，计算窗口内冲击波速度 $D=12.1$km/s，粒子速度 $u=3.463$km/s，以及界面温度 $T_1=4700.1$K，窗口内冲击温度 $T_s=1571.0$K。按(2)式计算 $\lambda=635$nm 时的辐射度随时间变化 $I(t)$曲线，见图 4。图 4 中

时间零点为冲击波到界面时刻。

由图4可见，在1500K、$a=5\text{cm}^{-1}$时，已出现了辐射度随时间衰减过程，符合实验结果[3]，见图5。$a=20\text{cm}^{-1}$时，辐射度随时间衰减很快。

图6给出了初始吸收系数$a(293\text{K})$对辐射度$I(t)$影响，可见初始吸收系数的不同对初期辐射度(冲击波进入窗口初期)有些影响，但不影响$I(t)$的变化趋势。

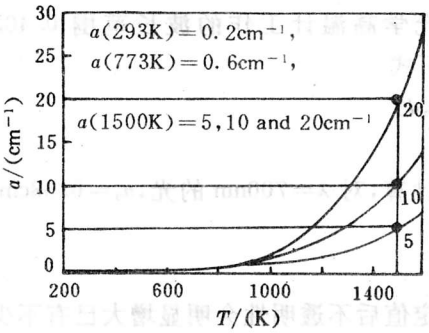

图3 不透明性与温度样条插值

Fig. 3 Spline fits of opacity and temperature

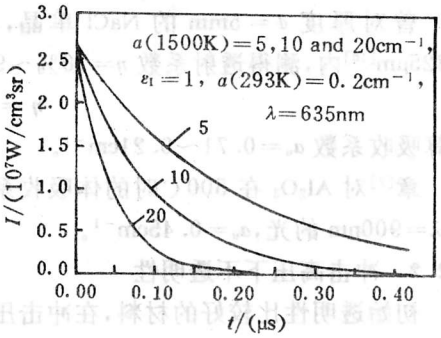

图4 Al_2O_3不透明性对辐射度的影响

Fig. 4 Influence of opacities for Al_2O_3 on radiance with time

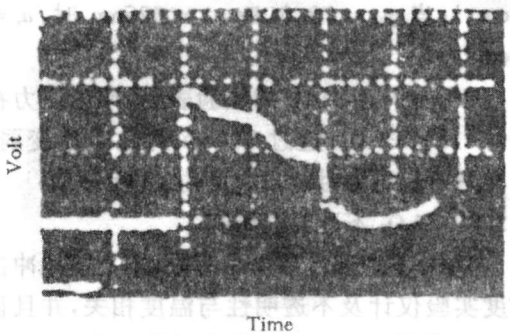

图5 实验结果[3]

Fig. 5 Experimental result ($\lambda=635\text{nm}$)

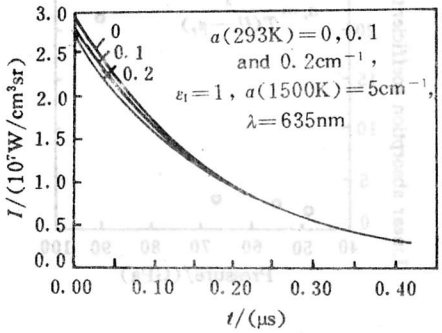

图6 初始吸收系数对辐射度影响

Fig. 6 Influence of initial absorption coefficients on radiance with time

由以上不透明性对辐射度影响计算可见，冲击高压下窗口不透明性的增大会导致明显的辐射度随时间衰减。

3.3 界面发射率

界面辐射实际上指与窗口接触的金属样品表面的热辐射，故界面发射率ε_1是与样品表面及界面温度、波长等有关的量。界面发射率也是影响辐射度的一个因素。

图7和图8为不同的界面发射率ε_1对辐射度$I(t)$曲线的影响。从图上可见，界面发射

率不是很小时，辐射度随时间减小。不同的发射率对辐射度的量值影响很明显。当发射率是零或接近零时，辐射度随时间呈增加趋势。由实验结果(图 5)与本计算对照，界面发射率 ε_I 不是很小。当界面发射率很小时，辐射度随时间递增，与不少实验结果[4]一致。

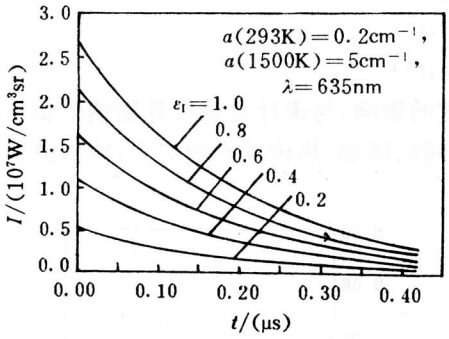

图 7　界面发射率对辐射度的影响

Fig. 7　Influence of interface emissivities on radiance with time

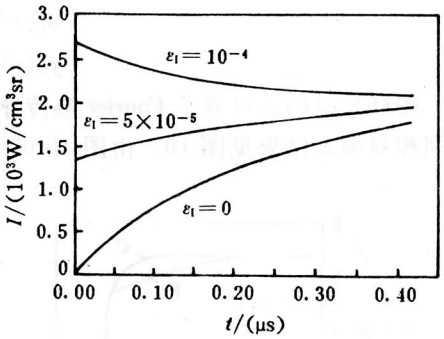

图 8　$\varepsilon_I=0$、5×10^{-5}和 10^{-4}对辐射度的影响

Fig. 8　Influence of $\varepsilon_I=0, 5\times10^{-5}$ and 10^{-4} on radiance with time

3.4　热传导

冲击压缩后的热传导在界面及其附近比较明显。Grover 等[12]用 Fourier 热传导理论计算了这种热传导，在界面不累积热量的条件下得到界面温度不随时间变化，其值与界面两边初始温度和两边介质的物理参数有关。Grover 等的结论被应用于冲击温度测量的理论分析中[6]。如果考虑热传导有时间驰豫过程，即按 Cattaneo 热传导理论，林等[13]在界面处于热动平衡和界面不累积热量的条件下，计算发现界面温度也不随时间变化。但无论是 Fourier 热传导，还是 Cattaneo 热传导，得到界面附近的温度都要随时间变化，即有热传导波分别向界面两边介质内传播[13]。图 9 是针对冲击温度测量(图 1)的热传导计算结果。其中 $w=6.095$km/s，界面两边介质冲击压缩后的温度和物理参数见表 1。

表 1　冲击压缩后介质温度和物理参数

Table 1　Temperatures and physical parameters in media fellowing shock compression

Material	T_0/(K)	k/(w/cm·K)	ρ/(g/cm³)	c_V/(J/g·K)	τ/(μs)
Fe	5396.9	14.13	11.479	0.441	0.1
Al_2O_3	1571.0	0.526	5.571	1.207	0.1

由图 9 可见 Cattaneo 热传导波比 Fourier 热传导波传得慢，Fourier 热传导波对辐射度的影响要比 Cattaneo 热传导波的大。

计及辐射源温 度分布不均匀性，辐射度的计算公式(2)应修正成

$$I(t) = rI_1\exp[-a_u(d-Dt)] \tag{5}$$

其中

$$I_1 = \int_0^{(D-u)t} a_1(x')f_1(x')\exp[-\int_{x'}^{(D-u)t} \alpha_1(x'')dx'']dx' + \varepsilon_1 f(T_1)\exp[-\int_0^{(D-u)t} a_1(x'')dx''] \tag{6}$$

$$\alpha_1(x) = \alpha(T(x,t)) \tag{7}$$

$$f_1(x) = f(T(x,t)) \tag{8}$$

按(5)～(8)式计算了 Fourier 热传导对辐射度的影响，与未计及热传导影响的辐射度之间相对偏差结果见图 10。由图 10 可见随着时间的增加，热传导影响变大，冲击波在窗

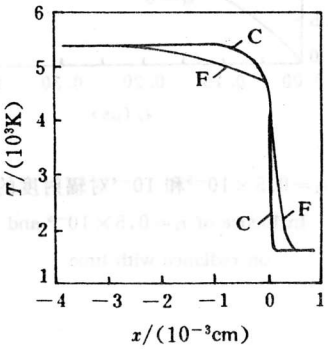

图 9 $t=0.3\mu s$ 时 Fourier 热传导(F)和 Cattaneo 热传导(C)计算的温度分布

Fig. 9 Calculated temperature profiles for the Fourier heat conduction (F) and the Cattaneo heat conduction (C) at $t=0.3\mu s$

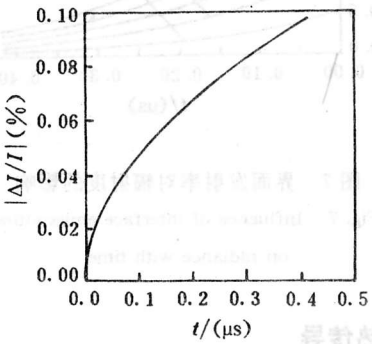

图 10 Fourier 热传导对辐射度的影响(相对百分偏差)

Fig. 10 Influence of the Fourier heat conduction on radiance with time (Relative percentage error)

口内传播过程中热传导对辐射度的影响占 0.1%以下。

Cattaneo 热传导的影响小于 Fourier 热传导的影响，所以在界面不累积热量的条件下热传导对辐射度的影响可以忽略。

4 基本方程

冲击温度测量中辐射信号控制在平面冲击波作用范围，故数值模拟可采用一维物理力学方程。

流体动力学采用拉氏形式的平面一维方程组[14]

$$\frac{\rho_0 \dot{u}}{V} = -\frac{\partial}{\partial x}(p+q) \tag{9}$$

$$\frac{\dot{V}}{V} = \frac{\partial u}{\partial x} \tag{10}$$

$$\dot{E} = -(p+q)\dot{V} \tag{11}$$

$$q = C_L \frac{\rho_0 b}{V}\left|\frac{\partial u}{\partial x}\right|\Delta x + C_0^2 \frac{\rho_0}{V}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \Delta x^2, \qquad \frac{\partial u}{\partial x} < 0 \tag{12}$$

其中 $V=\rho_0/\rho$ 为相对体积，ρ_0 为初始密度，u 为速度，p 为压力，E 为单位初始体积的内能，q 为人为粘性力，C_L 和 C_0 分别为一次和二次人为粘性系数，b 为当地声速。

物态方程采用 $p=p(V,E)$形式的 Grüneisen 物态方程

$$p = p_c + \rho\gamma(\frac{E}{\rho_0} - E_c) \tag{13}$$

$$p_c = Q\delta^{2/3}[e^{q(1-\delta^{-1/3})} - \delta^{2/3}] \tag{14}$$

$$E_c = \frac{3Q}{\rho_{0k}}\{[\frac{1}{q}e^{q(1-\delta^{-1/3})} - \delta^{1/3}] - (\frac{1}{q} - 1)\} \tag{15}$$

$$\gamma = \frac{t}{3} - \frac{2}{3} - \frac{V}{2}\frac{\partial^2(V^{2t/3}p_c)/\partial V^2}{\partial(V^{2t/3}p_c)/\partial V} \tag{16}$$

其中 $\delta=\rho/\rho_{0k}$，物态参数 Q、q、ρ_{0k}和 t 等由 Grüneisen 系数最优化[15]计算，见表 2。

表 2　物态参数

Table 2　Parameters of State

Material	Q/(GPa)	q	ρ_{0k}/(g/cm^3)	t
Fe	41.9991	11.0814	7.92679	1.80562
Al_2O_3	370.325	4.46548	3.98354	−0.12292

温度由 Debye 理论计算

$$E/\rho_0 = E_c + \frac{3R}{\mu}f(\frac{\Theta}{T})T \tag{17}$$

$$\frac{d\ln\Theta}{d\ln V} = -\gamma \tag{18}$$

其中 R 为普适气体常数，μ 为摩尔质量，Θ 为 Debye 温度。

界面温度采用 Fourier 热传导计算[12]，在界面不累积热量时，界面温度 T_I 为

$$T_I = \frac{\alpha T_1 + T_2}{\alpha + 1} \tag{19}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_1 k_1 c_{v1}}{\rho_2 k_2 c_{v2}}} \tag{20}$$

其中下标 1 和 2 分别表示界面 I 的左右邻点的量。

辐射输运中将物质的状态当作瞬时分布，采用准定常的一维辐射输运方程[16]

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial x} = a_\nu(I_{\nu p} - I_\nu) \tag{21}$$

$$I_{\nu p} = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \tag{22}$$

其中 I_ν 为辐射强度，a_ν 为吸收系数，ν 为频率，$I_{\nu p}$为平衡辐射的谱强度。(21)式中的 $I_{\nu p}$替换成黑体的光谱辐射度 $f(T)$，则转化成计算辐射度 I 的方程。

$$\frac{\partial I}{\partial x} = a(T)[f(T) - I] \tag{23}$$

5 差分方程

采用拉氏法[14]将微分方程转化为差分方程，有关计算方程如下

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} + \frac{\Delta t^n}{\Phi_j^n}\left[-\left(p_{j+1/2}^n + q_{j+1/2}^{n-1/2}\right) + \left(p_{j-1/2}^n + q_{j-1/2}^{n-1/2}\right)\right] \tag{24}$$

$$\Phi_j^n = \frac{1}{2}\left[\rho_{j+1/2}^0 \frac{x_{j+1}^n - x_j^n}{V_{j+1/2}^n} + \rho_{j-1/2}^0 \frac{x_j^n - x_{j-1}^n}{V_{j-1/2}^n}\right] \tag{25}$$

$$x_j^{n+1} = x_j^n + u_j^{n+1/2}\Delta t^{n+1/2} \tag{26}$$

其中 j 为空间整点，$j+1/2$ 为空间半点，上标 n 表示 t_n 时刻的量，$n+1/2$ 为 $t_{n+1/2}$时刻的量，Δt^n 和 $\Delta t^{n+1/2}$分别为时间半点和时间整点上的步长，时间步长按稳定性条件计算。

$$V_{j\pm 1/2}^n = \frac{x_{j\pm 1}^n - x_j^{n+1}}{x_{j+1}^0 - x_j^0} \tag{27}$$

$$q_{j\pm 1/2}^n = C_L b \rho_{j+1/2}^0 \frac{\left|u_{j\pm 1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}\right|}{V_{j\pm 1/2}^n} + C_0^2 \rho_{j+1/2}^0 \frac{\left(u_{j\pm 1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}\right)^2}{V_{j\pm 1/2}^n} \tag{28}$$

$$E_{j\pm 1/2}^n = E_{j+1/2}^n - \left[\frac{1}{2}\left(P_{j\pm 1/2}^n + P_{j+1/2}^n\right) + q_{j\pm 1/2}^n\right]\left(V_{j\pm 1/2}^n - V_{j+1/2}^n\right) \tag{29}$$

$$P_{j\pm 1/2}^n = P\left(V_{j\pm 1/2}^n, E_{j\pm 1/2}^n\right) \tag{30}$$

$$T^{s+1} = \frac{E_{j\pm 1/2}^n/\rho_{j+1/2}^0 - E_c\left(V_{j\pm 1/2}^n\right)}{\frac{3R}{\mu} f\left(\frac{\Theta_{j\pm 1/2}^n}{T^s}\right)} \tag{31}$$

其中 s 为计算温度中的迭代步数，T^{s+1}与 T^s 达到一定精度的值为 $T_{j\pm 1/2}^n$。

$$T_{j1}^{n+1} = \frac{\alpha T_{j1-1/2}^{n+1} + T_{j1+1/2}^{n+1}}{\alpha + 1} \tag{32}$$

$$I_{j1}^{n+1} = \varepsilon_1 f\left(T_{j1}^{n+1}\right) \tag{33}$$

$$I_j^{n+1} = \frac{I_{j-1}^{n+1} + \left(x_j^{n+1} - x_{j-1}^{n+1}\right) a\left(T_{j-1/2}^{n+1}\right)\left[f\left(T_{j-1/2}^{n+1}\right) - 0.5 I_{j-1}^{n+1}\right]}{1 + 0.5\left(x_j^{n+1} - x_{j-1}^{n+1}\right) a\left(T_{j-1/2}^{n+1}\right)}, \quad j_1 < j < j2 \tag{34}$$

$$I_{j2}^{n+1} = \frac{I_{j2-1}^{n+1} + \left(x_{j2}^{n+1} - x_{j2-1}^{n+1}\right) a\left(T_{j2-1/2}^{n+1}\right) f\left(T_{j2-1/2}^{n+1}\right)}{1 + 2\left(x_{j2}^{n+1} - x_{j2-1}^{n+1}\right) a\left(T_{j2-1/2}^{n+1}\right)} \tag{35}$$

其中 j1 和 j2 分别为窗口左右边界标号，I_{j2}^{n+1}为 t_{n+1}时刻窗口自由面的辐射度。

6 数值模拟结果

以 Gu[3]的实验模型(图 1)为例，飞层 Fe 厚 1mm，样品 Fe 厚 1.5mm，窗口 Al_2O_3 厚 5mm。飞层以速度 6.095km/s 撞击靶，以与靶相距 1mm 为时间零点。

样品内靠近界面的温度 T_R、界面温度 T_I、窗口内靠近界面温度 T_s 等结果见图 11。从计算结果可见，$t=0.18\mu s$ 时冲击波传到界面，此后，温度开始上升，至 $t=0.31\mu s$ 内温度保持不变。$t=0.31\mu s$ 为追赶稀疏波传到界面，此后界面温度逐渐下降。

辐射度的计算结果见图 12，从图 12 可见，$a(1500K)=5cm^{-1}$时，当冲击波传至界面后辐射度很快达到最大，随后辐射度随时间衰减，当追赶稀疏波到达后，辐射度随时间 衰减更快，与实验信号[3]一致(见图 5)。温度和辐射度的数值模拟表明，界面温度不随时间变化时，由于窗口不透明性的影响，辐射度要随时间变化。

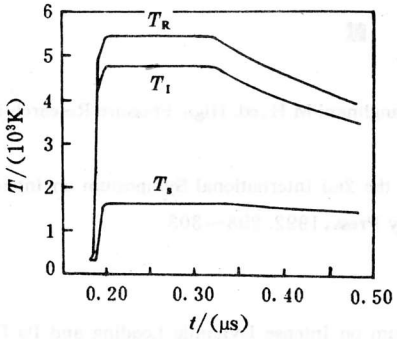

图 11　温度随时间变化

Fig. 11　Temperatures vs time

图 12 中不同的透明性对辐射度随时间衰减的不同影响，说明窗口在冲击高压下不透明性应有合适的值，也说明可以由实测辐射度信号计算冲击高压下的不透明性。

图 13 给出了界面发射率对辐射度的影响。界面发射率影响辐射度的量值，说明计算辐射度中要有合适的界面发射率值。

7　结　论

本文考虑窗口在冲击高压下不透明性增大、界面发射率、追赶稀疏波和热传导等因素对辐射度的影响，得到了与实验一致的结果。

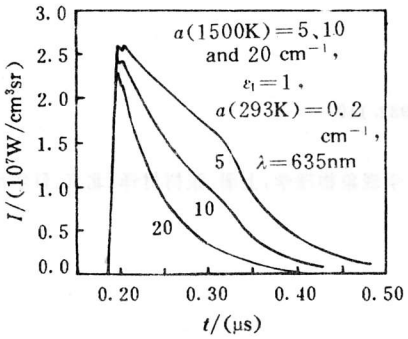

图 12　吸收系数对辐射度影响

Fig. 12　Influence of absorption coefficients on radiance with time

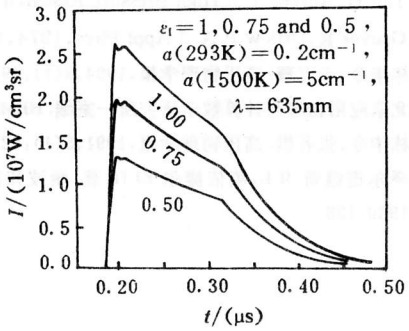

图 13　界面发射率对辐射度影响

Fig. 13　Influence of interface emissivities on radiance with time

(1) 窗口不透明性：考虑窗口不透明性得到的辐射度与时间相关。计算表明，即使界面温度不随时间变化，在窗口不透明性取非零的有限值时，会得到辐射度随时间衰减。

(2) 界面发射率：这是影响辐射度的一个因素，计算辐射度中要有合适的界面发射率值。

(3) 追赶稀疏波：追赶稀疏波导致界面温度随时间减小时，辐射度也随时间减小。从辐射度的时间变化曲线上可以分辨出追赶稀疏波的作用。

(4) 热传导：界面不累积热量的情况下，热传导对辐射度的影响可以忽略。

最后需要说明的是：①本文的辐射不透明性研究是很不完善的，本文重要的论点是为了表明不透明性对冲击温度测量的辐射度影响；②窗口在冲击高压下仍能保持良好的透明性时，本文的方法仍能解释辐射度不随时间变化的实验信号；③窗口在冲击高压下的不透明性很大时，界面辐射透过窗口的比率很小，所以这种情况不能用以测定界面温度。

参 考 文 献

1 经福谦,等著.实验物态方程导引.北京:科学出版社,1986

2 Ahrens T J,Lyzenga G A,Mitchell A C. In: Akimoto S,Manghnani M H,ed. High-Pressure Research in Geophysics. Tokyo:Center for Academic Publications,1982

3 Gu Chenggang,Tan Hua,Jing Fuqian,et al. Proceeding of the 2nd International Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects. Chengdu:Sichuan University Press,1992. 298～303

4 Boslough M B. J Appl Phys,1985,58(9):3394

5 汤文辉,张若棋,经福谦,等.高压物理学报,1993,7(4):247

6 Ahrens T J. Proceeding of the 2nd International Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects. Chengdu:Sichuan University Press,1992. 835～843

7 章冠人.爆轰波与冲击波,1993,(2):2

8 Urtiew P A. J Appl Phys,1974,45(8):3490

9 饭田修一,等合编,曲长芝译.物理学常用数表.北京:科学出版社,1987. 157

10 王贵朝,等.两台六通道瞬态光学高温计调试组装总结报告[内部资料],1987

11 Tan H,Ahrens T J. High Pressure Research,1990,2:159

12 Grover R,Urtiew P A. J Appl Phys,1974,45(1):146

13 林华令,于万瑞.高压物理学报,1994,8(1):49

14 北京应用物理与计算数学研究所一室编.HEMP 程序介绍,1982. 110

15 林华令,张若棋.高压物理学报,1991,5(1):62

16 泽尔道维奇 Я Ь,莱依捷尔 Ю П,著.激波和高温流体动力学现象物理学,上册.张树材译.北京:科学出版社,1980. 138

NUMERICAL SIMULATION ON THE RADIANCE IN SHOCK TEMPERATURE MEASUREMENTS

Lin Hualing, Yu Wanrui

(*The First Institute of PLA's Second Artillery, Beijing* 100085)

ABSTRACT Considering the effects of the window opacity, the interface emissivity and the heat conduction on the radiance in shock temperature measurements, we present that the increase of opacity under shock compression is an important factor that influences the time dependence of the radiance. Using the equation of hydrodynamics, the equation of radiation transport and the heat conduction, we numerically simulate the radiance, which agrees with the experimental result.

KEY WORDS shock temperature measurement, equation of radiation transport, numerical simulation, heat conduction.